无稀土永磁 MnAl 纳米带太赫兹磁导率的微磁学模拟

韩满贵*, 姜雨桐

Han Mangui *, Jiang Yu-Tong

（电子科技大学 材料与能源学院，四川成都 610054)

School of Materials and Energy, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu, 610054.

Author contribution statements:

- ✓ HAN has proposed the research ideas, designed the simulation details, analyzed the data. HAN prepared the manuscript with JIANG. JIANG has carried out the simulations under the guidance of Han.
- ✓ HAN is the corresponding author (E-Mail: magnet@uestc.edu.cn or mghan@foxmail.com)

摘 要:

无稀土永磁材料 **MnAl** 具有很高的磁晶各向异性能，是一类成本低、永磁性能优异的材料。基于微磁学模拟的方法，本文从理论上验证了是否可以在 MnAl 合金上获得显著的太赫兹(**THz**)磁导率。研究结果表明，自发磁化状态下 MnAl 合金纳米带阵列的磁响应主要集中于微波频段，只可以获得一个宽化的磁谱，主峰位于 **45 GHz**。然而，若通过控制材料的剩余磁化状态，使它的剩磁比（M_r/M_s）为 1 时，则可以在 **0.1675 THz** 获得一个显著的磁谱。基于 ***Mghan's law***，研究结果可以得到合理的解释。此外，研究还表明通过改变纳米带阵列的几何尺寸，可对它的 THz 磁谱进行调控。与通过超材料来获得 THz 磁谱，本文展示了一个新颖的方法。

关键词: 无稀土永磁；MnAl 合金；微磁学模拟；太赫兹磁导率；Mghan 定理

Micromagnetics simulation on the terahertz permeability of rare-earth-free permanent magnet MnAl nanostrips

Han Man-Gui* ， Jiang Yu-Tong

School of Materials and Energy, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu, 610054, China

Abstract: As one of the rare-earth-free permanent magnets, **MnAl** alloys have very large magnetocrystalline anisotropic energy, low production cost and excellent performances in permanent magnetic properties. Based on micromagnetics simulation approach, this paper theoretically presents the feasibility of obtaining obvious terahertz (**THz**) permeability in MnAl alloys. The results show that if the MnAl nanostrips array is in a spontaneously magnetized state, it will only exhibit a broad permeability spectrum in the microwave band with a main peak frequency of **45 GHz**. However, if it is to be magnetized to obtain a remanence state (**M_r/M_s =1.0**), an obvious THz permeability spectrum with a resonance frequency of **0.1675 THz** can be acquired. These results can be reasonably understood on the basis of ***Mghan's law***. In addition, it is also shown that the THz permeability spectra can be manipulated by controlling the geometrical sizes of MnAl alloy nanostrip arrays. Compared to fabricating metamaterials to obtain THz permeability, this paper presents an innovative method.

Key words: rare-earth-free permanent magnets; MnAl alloy; micromagnetics simulation; Terahertz permeability; Mghan's law

1 引言(Introduction)

太赫兹(Terahertz, THz)波通常指频率介于 0.1 THz 到 10 THz，波长为 30μm 到 3 mm 之间的电磁波，处于微波到红外波的过渡阶段[1,2]，太赫兹波具有一些二者所不具备的特殊性质，如穿透性强、能量低等[3]，在防空雷达、生物监测、高精度成像技术上得到广泛应用[4,5,6]。由于大多数通过物理或化学合成的磁性材料对于电磁波的响应集中于微波频段，所以当下的太赫兹器件主要是通过设计人工超材料来获得显著的太赫兹磁响应。人工超材料(metamaterials)常利用非铁磁性材料，通过人为设计周期性结构，来实现更高频段(包括太赫兹波段)响应[7]，具体包括以开口谐振环为代表的左手材料等。Hu Tao 等人在 2008 年利用非铁磁性金属 Au 以及 Cu 设计出一种双层超材料，用于太赫兹波段电磁波的共振吸收，吸收频率达到 1.3 THz[8]。Yen 等人在 2004 年采用 Cu 设计了开口谐振环(SRR)，并将多个谐振环组成周期性阵列，实现了 1THz 波段附近的响应[9]。

尽管人工超材料能够获得太赫兹波段内电磁信号（如磁导率谱），但是存在制备困难、加工成本高昂的问题。此外，超材料的电磁性能完全取决于其特殊的结构，而不是材料的本征性能，不易于调控。能否寻找一种自然材料，使它在太赫兹波段也有较强的磁响应？这要求材料的共振频率能够达到一定程度才行。一些永磁材料具有很强的磁晶各向异性（如 $L1_0$-FePt, Nd-Fe-B, Sm-Co），理论上它们的自然共振频率可以达到 THz。MnAl 合金是一种无稀土永磁材料，它低廉的价格、优异的永磁性能吸引了研究人员极大的关注[10]。以美国为首的西方国家在无稀土永磁领域已投入了巨资进行研发，试图摆脱对中国稀土永磁体的极度依赖。实验室制备的 MnAl 合金由多种相组成，其中 τ- MnAl 相具有铁磁性能。τ-MnAl 相为四方晶体结构，空间群为 P4/mmm, τ- MnAl 的理论磁能积能够达到 100 kJ/m^3。它作为一类非常优秀的无稀土永磁材料，具有很高的磁晶各向异性和易加工性等优点[11]。目前学术界对于 MnAl 合金的研究主要集中于永磁性能，Kontos 等通过 B 掺杂，制备得到 $Mn_{0.55}Al_{0.45}B_{0.02}$ 合金材料，其矫顽力为 4.44 kOe，最大磁能积能达到 48 kJ/m^3 [12]。Mao 等人通过分子束外延制备的 τ-MnAl 纳米片，它的磁晶各向异性常数 K_u 达到 1.4×10^7 erg/cm^3[13]。基于 MnAl 材料以上的优点，本文另辟蹊径地研究它的动态磁性能，希望拓展此类材料在太赫兹领域的潜在应用。因此本文基于微磁学理论，利用 OOMMF 软件对 MnAl 合金纳米带阵列进行模拟，研究如何获得和调控它的太赫兹磁谱。

2 微磁学理论与模拟方法（Micromagnetics simulation background）

微磁学理论将磁性材料视为经典连续介质，用微分方程来描述磁性材料的静态与动态

响应，微磁学理论常用于纳米尺度的材料仿真计算。根据微磁学理论，采用有限差分法将研究对象分割成许多的小单元（***i***），磁性材料体系总的吉布斯自由能(E_{tot})如下式（1）所示：

$$E_{tot} = \sum_i \{E_z(i) + \mathrm{E_{ex}}(\mathrm{i,j}) + \mathrm{E_k}(\mathrm{i})\} + \mathrm{E_d} \tag{1}$$

式中各个能量的具体表达式为:

$$E_z(i) = -\mu_0 \vec{M}(i) \cdot \overrightarrow{H_a} \tag{2}$$

$$E_{ex} = -2J_{ij}\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j = \int_V [A(\nabla \vec{m})^2] d^3 r \tag{3}$$

$$E_k(i) = K_1(\vec{k}_i \times \vec{m}_i)^2 \tag{4}$$

$$E_d(\vec{r}_i) = -\overrightarrow{M}_i \cdot (\sum_{i \neq j} \tilde{N}_{ij} \cdot \overrightarrow{M}_j + \frac{1}{2} \tilde{N}_{ij} \cdot \overrightarrow{M}_i) \tag{5}$$

其中 $\boldsymbol{E_z}$ 是外磁场能(Zeeman 能)，J 是交换积分。S 为电子的自旋。$\boldsymbol{A}$ 是交换常数。$\boldsymbol{H_a}$ 为外磁场。$\boldsymbol{E_{ex}}$ 为交换作用能。$\vec{m} = \vec{M} / Ms$. $\boldsymbol{E_k}$ 是各向异性能。$\vec{k}_i$ 是方向矢量。N 退磁因子。$\boldsymbol{E_d}$ 是退磁场能。在外场作用下，在磁化过程或自然共振的 ***Larmor*** 旋进时，磁化强度矢量随时间的变化遵循 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG)方程描述的物理现象[14]：

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \overrightarrow{H_{eff}}) + \frac{\alpha}{M_s}(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}) \tag{6}$$

其中 $\boldsymbol{M}$ 为磁化强度矢量，γ 为旋磁比，α 为阻尼因子，$\boldsymbol{H_{eff}}$ 为有效场(由外磁场、交换场、磁各向异性场和静磁场能构成)。$\boldsymbol{H_{eff}}$ 可以用总能量密度(ε_{tot})对磁化矢量的一阶导数来表示：

$$H_{eff} = -\frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\partial \varepsilon_{tot}}{\partial \vec{m}} \tag{7}$$

式中 $\boldsymbol{M_s}$ 为饱和磁化强度。对于材料的微磁学模拟，常采用有限差分法或有限元法。本文采用基于有限差分法的微磁学模拟软件 OOMMF，将研究对象单元划分成空间中的多个网格进行仿真计算。选取 MnAl 纳米带阵列作为研究对象，该材料的本征磁参数为[15]：饱和磁化强度 $\boldsymbol{M_s}$ = 5.968×10^5 A/m，磁晶各向异性常数 $\boldsymbol{K_u}$ = 1.7×10^6 J/m^3，交换常数 $\boldsymbol{A}$ = 2.69×10^{-12} J/m。因为要满足网格尺寸小于交换长度[16](交换长度$l_{ex} = \sqrt{2A/\mu_0 M_S^2}$), 因此将网格单元设置为 2.5 nm×2.5nm×2.5nm。静态仿真下的阻尼因子 $\boldsymbol{\alpha}$ 设定为 0.5，动态仿真下阻尼因子 $\boldsymbol{\alpha}$

设定为 0.02。基于能量最小化原理，可以得到纳米带体系的某个磁化平衡状态，对处于不同平衡状态下的纳米带施加一个脉冲磁场 $H = 100\,exp(-10^{12}t)\,A/m$，可以得到时域空间的 *H-t* 和 *M-t* 信号。随后采用快速傅里叶变换(FFT)方法，将其转化为频域空间的 *H-ω* 和 *M-ω* 信号，进一步地就可以根据下式获得它的磁化率谱图：

$$\chi(\omega) = \frac{M(\omega)}{H(\omega)} = \chi'(\omega) - j\chi''(\omega) \tag{8}$$

其中$\chi'(\omega)$为磁化率的实部，$\chi''(\omega)$为磁化率的虚部[17]。根据磁导率和磁化率的对应关系：$\mu'(\omega) = \chi'(\omega) + 1$和$\mu''(\omega) = \chi''(\omega)$，可以得到材料的磁导率谱图。本文构建的纳米带阵列模型 (1×3)如图 1 所示，其中单个纳米带的几何尺寸为 50 nm (厚)×50 nm (宽)×300 nm(长)：

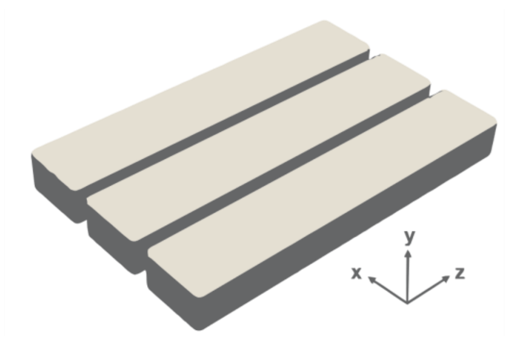


图 1 纳米带阵列的仿真模型

Fig. 1. Simulation model of nanostrip array

3 结果与讨论(Results and discussions)

3.1 不同磁化状态下纳米带阵列的磁性能

对于本文构建的 1×3 纳米带阵列，我们首先以纳米带间距为 20 nm 的阵列为研究对象。图 2 为在不施加任何外场的情况下得到的自发磁化状态，它的磁矩分布如图所示。由图 2 可知，MnAl 纳米带阵列呈现多畴结构，大量的磁矩沿 z 轴取向分布，这是因为该方向是易磁化轴，在 z 轴方向上的退磁能最低。磁性材料的自发磁化状态由体系的吉布斯总自由能最小化决定，材料内通过形成磁畴结构来降低体系的能量，并最终达到一个平衡状态，即自发磁化状态，其中局部磁矩的方向取决于局域有效场的大小和方向。

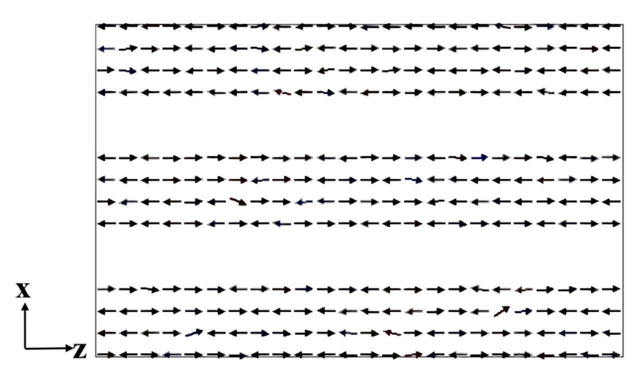


图 2 y=25nm 时 x-z 截面的磁矩分布

Fig. 2. The equilibrium configuration of magnetization (cross section at y = 25 nm)

对自发磁化状态下的纳米带阵列施加脉冲磁场，模拟得到纳米带的磁导率随频率的变化（即磁谱），如图 3 所示。从图中可以看出，磁导率虚部在 45 GHz 处达到峰值，且在 10-100 GHz 范围内呈现出很宽范围的共振峰。根据 Mghan's law, 由于材料中存在不均匀的局域有效场分布（从磁矩的混乱排列可知），磁性体系中存在许多具有不同共振频率的 LLG 型自然共振，各自对总磁谱的贡献权重都不一样。每个有效场对应一个共振谱，多个 LLG 共振峰的加权叠加，最终形成了形状宽化的磁谱[18]，如图 3 所示，它是一个典型的“弛豫型”磁谱。对于常见的太赫兹频段（0.1 THz-10 THz），我们只在 0.1175 THz (117.5 GHz) 附近发现一个微弱的磁响应。这显然不是我们所希望达到的目标。

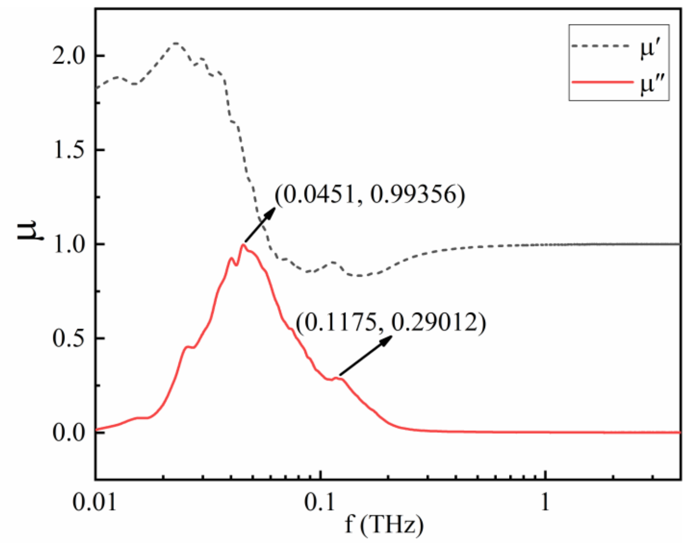


图 3 自发磁化状态下 MnAl 纳米带阵列的磁谱

Fig. 3. Magnetic permeability spectra of MnAl nanostrips array at spontaneously magnetized state.

为了获得明显的太赫兹波段磁响应，根据上面提及的 Mghan's law，我们需要使共振频率处于 0.1 THz 频率以上的 LLG 型自然共振在最终的磁谱中占据更大的权重，或者说，我们需要减少局域磁有效场的分布。为此，我们想到了通过控制剩余磁化状态来实现这一

点。最理想的剩余磁化状态如图 4 中的“A”点。外加直流磁场沿着纳米带的长度方向(图 2 中“Z”方向)磁化达到饱和后，然后缓慢地将外场降至 0 就可以达到图中的“A”点。由图 4 可知，MnAl 纳米带阵列沿在长度方向拥有极高的剩磁比(Mr/Ms = 0.99997)，磁滞回线具有很好的方形度，其矫顽力达 49.2 kOe，这也表明长度方向是该纳米带阵列的易磁化方向。

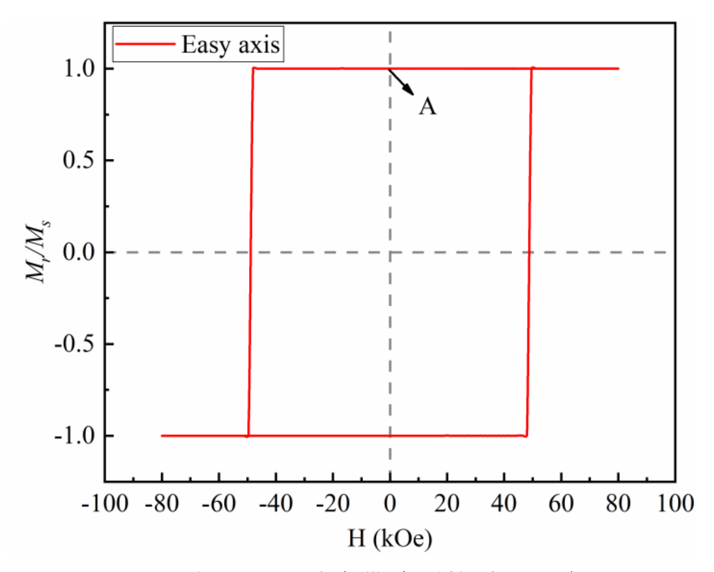


图 4 MnAl 纳米带阵列的磁滞回线

Fig. 4. Magnetic hysteresis loop of MnAl nanostrips array

图 4 中 A 点的磁矩分布如图 5。可以看到，与自发磁化状态下的磁矩分布比较，剩余磁化状态（“A”点）下的 MnAl 磁矩一致取向分布，呈现出单磁畴结构。这也表明局域有效场的分布没有自发磁化状态下那样宽。剩余磁化状态下的 MnAl 纳米带阵列的磁谱如图 6 所示，它是一个典型的“共振型”的磁谱：磁导率实部在共振频率处由正值变成负值，然后随频率升高趋近于 1.0，磁导率的虚部则在 0.1675 THz 处出现了单一的、半高峰宽度较小的、峰值较大的共振峰，磁导率虚部的峰值可达到 2.84805。

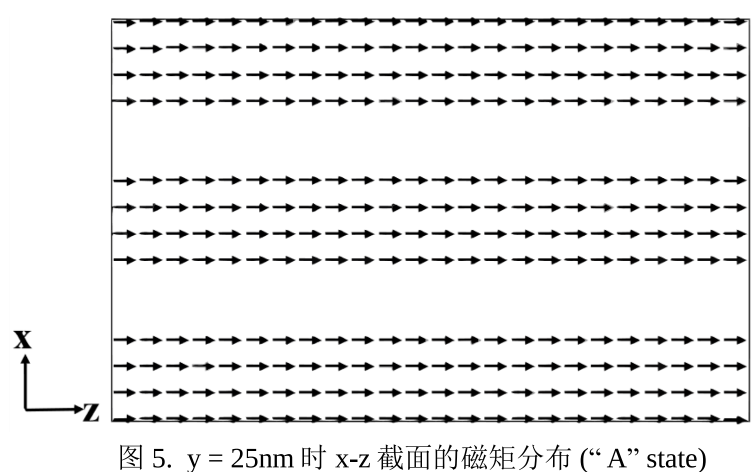


图 5. y = 25nm 时 x-z 截面的磁矩分布 (“ A” state)

Fig. 5. The equilibrium configuration of magnetization (“ A’ State, cross section at y = 25 nm)

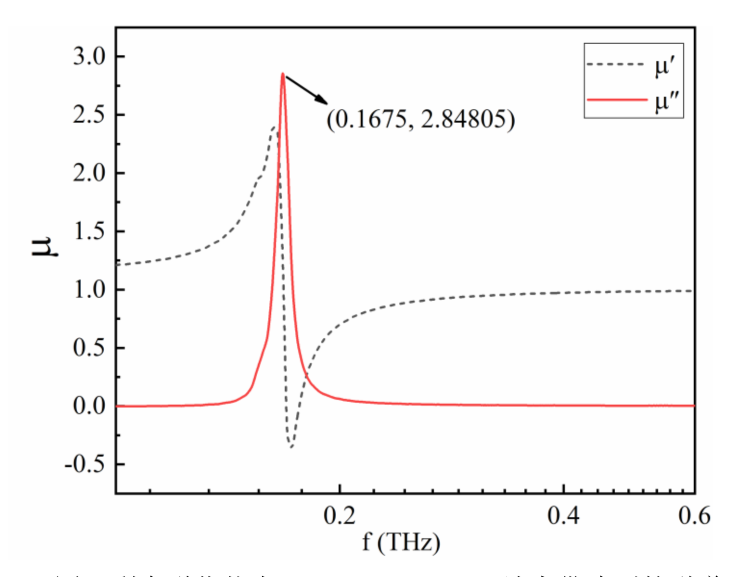


图 6 剩余磁化状态下(“A”state) MnAl 纳米带阵列的磁谱

Fig. 6. Magnetic permeability spectra of MnAl nanostrips array at remanence state (“A” state)

磁性材料体系的自然共振频率可由基特尔公式得到[19]：

$$2\pi f_r = \gamma\{[H_k + (N_X - N_Z)M_S] \cdot [H_k + (N_Y - N_Z)M_S]\}^{0.5} \quad \textbf{(9)}$$

其中，γ 是旋磁比，H_k 为磁晶各向异性场，N_X、N_Y、N_Z 为三个方向上的退磁因子。为了简化计算，将纳米带近似看作圆柱形纳米线。对于圆柱形纳米线，其沿长度方向的退磁因子 N_l 和沿直径方向上的退磁因子 N_d 可用下式表示[20]：

$$N_l = \frac{1}{k^2-1}\left(\frac{k}{2\sqrt{k^2-1}} ln \frac{k+\sqrt{k^2-1}}{k-\sqrt{k^2-1}} - 1\right) \quad \textbf{(10)}$$

$$N_l + 2N_d = 1 \quad \textbf{(11)}$$

其中 k 为纳米线的长径比 L/D。结合上述公式，得到纳米线长度 L=300nm，直径 D=50nm 时，k 为 6，N_l 为 0.043，通过计算得到 MnAl 纳米带的共振频率近似为：0.169 THz，非常接近于仿真得到的结果。

自发磁化状态下的磁矩分布混乱， 而剩余磁化状态下的 MnAl 磁矩一致分布，体系内部退磁场减小，使得有效场增大(见(1)和(5)式)，进一步得到更高的共振频率。为了验证我们的看法，对比了自发磁化状态和剩余磁化状态下纳米带阵列退磁能随时间变化曲线，如图 7 所示，由于外加脉冲磁场的扰动导致 M 的旋进过程，两种状态下的退磁能随时间呈振荡变化，阻尼因素的存在导致它们最终会逐渐衰减至稳定状态。在稳定状态下，剩余磁化状态下的退磁能要小于自发磁化状态下的退磁能（见图 7），更小的退磁能可使有效场更高，因此共振频率更高。

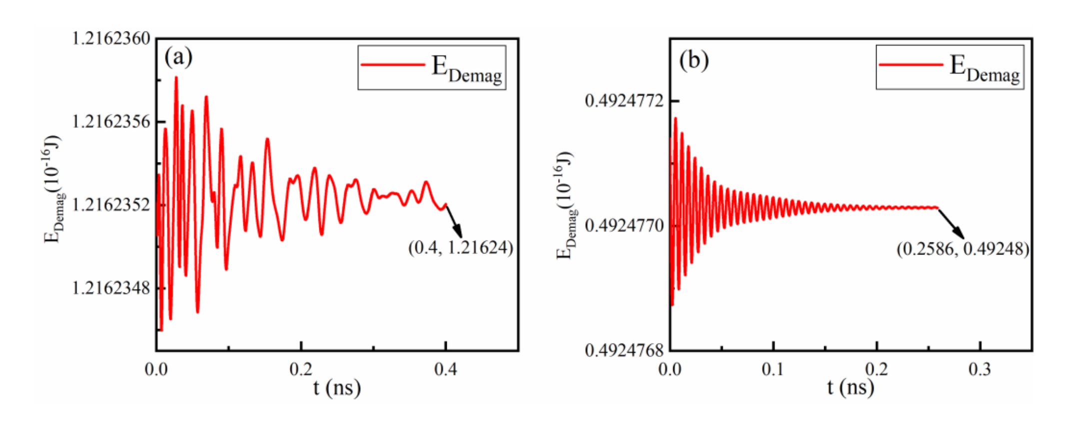


图 7 脉冲磁场激发后旋进过程下退磁能的振荡过程：

(a) 自发磁化状态; (b) 剩余磁化状态

Fig. 7. The oscillation of demagnetization energy during the precession after excitation by pulse magnetic field: (a) spontaneously magnetized state; (b) remanence state (“ A’ state).

为了进一步验证 Mghan’s law 所提出的观点，即通过改变 LLG 型自然共振谱的权重，从而可以改变磁谱的形状和主峰的位置。对于本文的研究对象，我们对构成有效场能量的重要组成部分（如退磁能 $\boldsymbol{E_d(t)}$、交换作用能 $\boldsymbol{E_{ex}(t)}$和磁晶各向异性场 $\boldsymbol{E_a(t)}$）的时域信号（如 Fig. 7）进行了快速傅里叶变换(FFT)，得到了它们在频域下的分布，如图 8 所示为$\boldsymbol{E_d(t)}$在频域内的功率图谱。在自发磁化状态下，退磁能($\boldsymbol{E_d}$)在 0.1 THz 以下有较多的权重（见图 8.a 所示），分布也较宽，因而对应的磁谱也较宽，磁谱主峰如图 3 所示。然而，有意思地发现，在所研究的剩余磁化状态下，该能量在 0.1675 THz 附近集中分布，如图 8.b 所示。 交换作用能 $\boldsymbol{E_{ex}(t)}$ 和磁晶各向异性能 $\boldsymbol{E_a(t)}$ 的频域信号具有一样的特征，这里就不用赘述了。这个发现说明在 0.1675 THz 附近 LLG 型自然共振谱占据了绝对的权重，所以我们在该频率处获得了显著的 THz 磁谱。

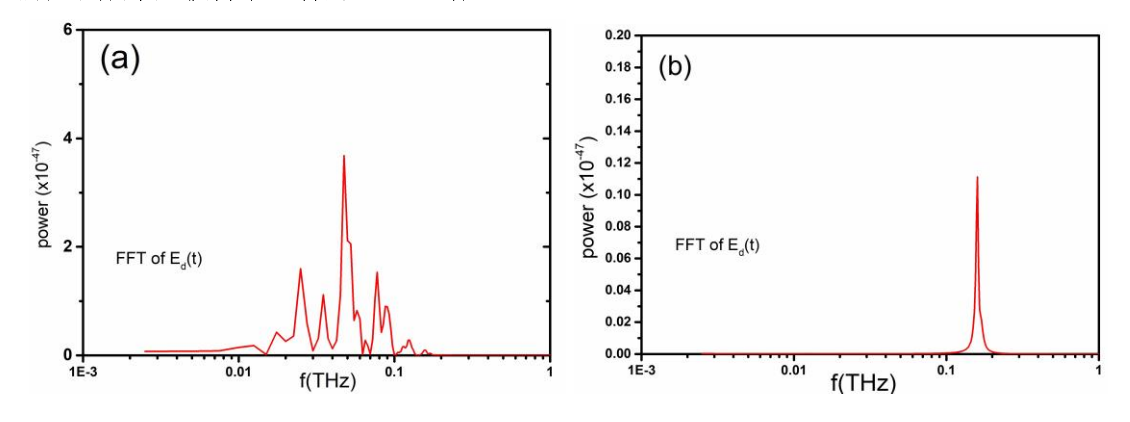


图 8 退磁能($\boldsymbol{E_d}$)频域内的功率分布： (a) 自发磁化状态; (b) 剩余磁化状态**(“A”状态)**

Fig. 8. Power distribution of demagnetization energy ($\boldsymbol{E_d}$) in frequency domain：(a) spontaneously magnetized state; (b) remanence state (“A” state).

3.2 THz 磁谱的调控

无论是人工超材料，还是化学或物理方法制备的自然材料，在实际应用时都有根据应用场景对它的磁谱进行调控的需要。为此，我们通过一个例子来展示如何通过控制纳米结构的几何尺寸来调控研究对象的 THz 磁谱。

假设我们保持纳米带阵列的间隙为 20 nm，保持纳米带厚度与宽度不变(50nm), 仍然让纳米带阵列处于如图 4 中 “A”的剩余磁化状态，只通过改变纳米带的长度来调控 THz 磁谱，研究结果如图 9 所示。磁导率实部曲线表明磁谱仍属于“共振型”。基于磁导率虚部峰值对应的自然共振频率，我们从图中可知, 对于不同的纳米带长度：100 nm、150 nm、300 nm 和 500 nm，它们各自的自然共振频率（f_r）值为 0.1635、0.1652、0.1675 和 0.1694 THz，f_r 随着纳米带长度的减小而左移。对于长度为 100nm 和 500 nm, 此例中Δ f_r 最大变化为 5.9 GHz, 这不是一个小的数值。随着长度的减少，纳米带长度方向上的退磁能将增大，这将减少局域有效场，从而使 f_r 逐渐减小。由于 MnAl 材料的磁晶各向异性场远大于形状各向异性场，几何尺度的变化对 f_r 的影响不会很显著。此外，随着纳　米带阵列长度的降低，在 0.15THz 到 0.16THz 之间逐渐凸显一个次共振峰，这是由于纳米带末端附近的“边缘模”所导致[21]。

最后，根据 Mghan’s law 我们还有其它的调控方法，如我们可以通过控制剩余磁化状态（Mr/Ms）调控磁谱主峰的位置[18]，或者通过外加自旋极化电流的大小或极化程度来调控磁损耗的大小[22]。相比于人工超材料，可以预见本文在 MnAl 合金中得到的 THz 磁谱将具有更加灵活的调控方法，这为开发新型的主动型 THz 器件提供了一个新的思路。

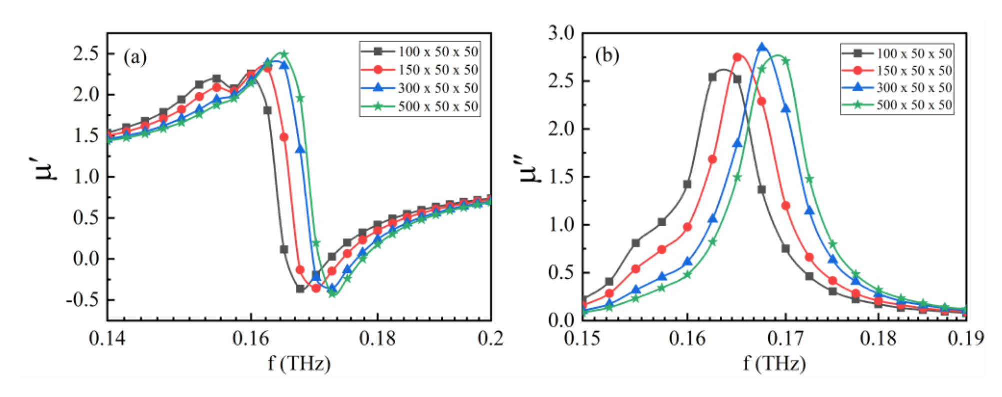


图 9 不同长度纳米带阵列的 THz 磁谱： (a)磁谱实部; (b)磁谱虚部

Fig. 9. THz permeability spectra of nanostrips array with different lengths: (a) real parts; (b) imaginary parts.

4 结论(Conclusions)

采用微磁学方法研究了如何在无稀土永磁合金 MnAl 纳米带阵列上获得显著的 THz 磁

导率谱。自发磁化状态下纳米带阵列的磁谱的峰形为“弛豫”型，主峰位于 45 GHz，在 THz 频段并没有出现明显的磁响应。然而，通过对纳米带阵列进行适当的磁化，并使其处于剩余磁化状态(如 $M_r/M_s \approx 1.0$)，在 0.1675 THz 处得到了单一且较强的“共振”型磁谱。基于不同状态下局域有效场的变化和 Mghan’s law，模拟结果可以得到合理的解释。此外，我们还示例表明通过改变纳米带的长度来调控 THz 磁谱自然共振频率的位置。

致谢(Acknowledgements)

本工作受到国家自然科学基金的面上项目 (NSFC, No. 61271039)，以及中俄国际合作交流项目的资助(NSFC, No. 5191101553; RFBR: No. 20-52-53020)。

参考文献

[1] Dragoman D, Dragoman M. Terahertz fields and applications[J]. *Prog. Quant. Electr.*, 2004, 28(1): 1-66.

[2] Siegel P H. Terahertz technology[J]. *IEEE Trans. Micr. Theor.. Techn.*, 2002, 50(3): 910-928.

[3] Wang Shuang, Li Quan, Gu Jianqiang, et al. Dielectric properties of MgO-ZnO-TiO_2-based ceramics at 1 MHz and THz frequencies [J]. *J. Mater. Sci. Techn.*,2017, 52: 9335-9343.

[4] 陈锴, 耿兴宁, 李吉宁, 等. 太赫兹波在高速飞行器等离子体鞘套中的传输特性[J]. *航天器环境工程*, 2020, 37(5): 421-427.

[5] Ferguson B, Zhang Xicheng. Materials for terahertz science and technology [J]. *Nat. Mater.*, 2003, 1: 26-33.

[6] 王晓海. 太赫兹雷达技术空间应用与研究进展 [J]. *空间电子技术*, 2015, 12(1): 7-10.

[7] Pendry J B, Schurig D, Smith D R. Controlling Electromagnetic Fields [J]. *Science*, 2006, 312(5781): 1780-1782.

[8] Hu Tao, Landy N I, Bingham C M, et al. A metamaterial absorber for the terahertz regime: Design, fabrication and characterization [J]. *Opt Express*, 2008,16(10):7181-7188.

[9] Yen T, Padilla W J, Fang N, et al. Terahertz magnetic response from artificial materials [J]. *Science*, 2004, 303(5663): 1494-1496.

[10] Ram U S, Gaunt P. The magnetic anisotropy of an aligned MnAlC magnet [J]. *J Appl. Phys.*, 1983, 54: 2872-2874.

[11] Coey J M D. Permanent magnets: Plugging the gap[J]. Scripta Mater., 2012, 67(6): 524-529.

[12] Kontos S, Fang Hailiang, Li Jiheng, et al. Measured and calculated properties of B-doped τ-phase MnAl-A rare earth free permanent magnet[J]. *J. Magn. Magn. Mater.*, 2019, 474: 591-598.

[13] Mao Siwei, Lu Jun, Yang Long, et al. Ultrafast Magnetization Precession in Perpendicularly Magnetized $L1_0$-MnAl Thin Films with Co_2 MnSi Buffer Layers[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2020, 37(05): 131-135.

[14] Donahue M J, Porter D G. OOMMF User’s Guide [Z]. 1999, (9): 30-60.

[15] Simon B, Florian B, Thomas G W, et al. Role of twin and anti-phase defects in MnAl permanent magnets [J]. *Acta Mater.*, 2017, 131: 48-56.

[16] 李正华, 李翔. $L1_0$-FePt 合金单层磁性薄膜的微磁学模拟[J]. *物理学报*, 2014, 63(16): 364-370.

[17] 涂宽, 韩满贵. 磁性多孔纳米片微波磁导率的微磁学研究 [J]. *物理学报*, 2015, 64(23): 283-289.

[18] Han Mangui, Law governing the intrinsic high frequency permeability of magnetic composites: Uncertainty Principle. *ChinaXiv*, (2022) No. 202209.00137. doi:10.12074/202209.00137.

[19] Kittel C. On the theory of ferromagnetic resonance absorption [J]. *Phys Rev*, 1948, 73(2): 155-161.

[20] Dao N, Donahue M J, Dumitru I, et al. Dynamic susceptibility of nanopillars [J]. *Nanotech.*, 2004, 15(10): 5634-5638.

[21] Wu Yuping, Yang Yong, Ma Fusheng, et al. Microwave permeability of stripe patterned FeCoN thin film[J]. *J. Magn. Magn. Mater.*, 2017, 426: 467-472.

[22] Han Mangui, Zhou Wu, Unusual negative permeability of single magnetic nanowire excited by the spin transfer torque effect [J]. *J. Magn. Magn Mater.*, 2018, 457: 52-56.